УДК 551.594.2+537.531

ФРАКТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА. II. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. С. Давыденко*, Д. И. Иудин

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Исследованы особенности электромагнитного излучения компактного внутриоблачного разряда в рамках фрактальной модели, изложенной в первой части [1] данной работы. Компактный внутриоблачный разряд рассматривается как результат электрического взаимодействия двух биполярных стримерных структур, сформировавшихся на предварительной стадии в области сильного электрического поля в грозовом облаке. Для оценки электромагнитного излучения разряда сложная древовидная структура токов на предварительной и основной стадиях компактного разряда представлена как совокупность сравнительно медленно меняющейся линейной средней компоненты и кратковременных мелкомасштабных составляющих, соответствующих формированию элементарных проводящих каналов. Средний линейный ток является основным источником низкочастотного излучения как на предварительной, так и на основной стадиях компактного разряда. В рамках модели передающей линии рассчитаны электростатическая, индукционная и радиационная компоненты электрического поля среднего линейного тока на различных расстояниях от разряда с учётом особенностей предварительной и основной стадий. Показано, что на предварительной стадии разряда может быть зарегистрирована главным образом электростатическая компонента поля, тогда как на основной стадии на разных расстояниях от разряда можно уверенно наблюдать все три компоненты. Проанализирована зависимость радиационной компоненты поля на основной стадии разряда от длины проводящего канала и скорости фронта линейного тока. Показано, что вследствие двунаправленного распространения тока на основной стадии формирующийся в дальней зоне импульс электрического поля остаётся коротким в широком диапазоне параметров разряда. Мелкомасштабные токи, соответствующие первоначальному электрическому пробою между соседними ячейками области разряда, рассматриваются как источник высокочастотного излучения. Показано, что высокочастотное излучение на предварительной стадии компактного разряда пренебрежимо мало по сравнению с излучением на основной стадии. Также установлено, что на предварительной стадии разряда всплеск высокочастотного излучения хорошо коррелирует с максимумом импульса низкочастотного электрического поля, а спектр высокочастотного излучения имеет степенной вид с показателем, лежащем в интервале от -2 до -1.

ВВЕДЕНИЕ

Электрические источники в грозовом облаке, типичный электромагнитный отклик которых в дальней зоне представляет собой одиночный биполярный импульс электрического поля с длительностью от 10 до 30 мкс, сопровождающийся сверхмощным коротким всплеском высокочастотного излучения, относят к классу так называемых компактных внутриоблачных разрядов (КВР). Первые результаты наблюдения таких разрядов были опубликованы в работе [2]. В последующие годы КВР стали объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, достаточно подробный обзор которых приведён в первой части [1] данной работы. Накопленный к настоящему времени значительный объём данных регистрации излучения КВР позволил статистически достоверно определить параметры коротких биполярных импульсов электрического поля (narrow bipolar pulses, NBPs) и синхронных с ними всплесков высокочастотного излучения [3–6]. При этом в большинстве случаев какая-либо электрическая активность в грозовом облаке до и после компактного разряда не регистрировалась. Многопунктовые наземные наблюдения излучения КВР в широкой полосе частот дали возможность с высокой точностью локализовать

^{*} davyd@appl.sci-nnov.ru

их положение в грозовом облаке и установить соответствие между полярностью KBP^{1} и направлением крупномасштабного электрического поля в области их возникновения [7, 8], а также в ряде случаев оценить изменение зарядового момента при разряде [5, 9, 10]. Сопоставление результатов многопунктовых наблюдений излучения компактных разрядов с данными метеорологических радаров показало, что мощная конвекция в грозовом облаке является необходимым, но не достаточным условием возникновения КВР [11], при этом зарегистрированное уменьшение частоты появления КВР с ростом географической широты связывается именно с падением темпа конвекции в грозовых облаках [12]. Важной особенностью компактных разрядов оказалась их высокая пространственно-временная кластеризация, в большей степени характерная для разрядов отрицательной полярности: значительная часть КВР, как правило, регистрировалась в течение сравнительно короткого промежутка времени в области сильной конвекции некоторых мощных грозовых облаков [11]. Недавние эксперименты по высокочастотной интерферометрии компактных разрядов позволили установить ряд тонких особенностей их структуры, в частности скорость и траекторию движения основного источника высокочастотного излучения [10, 13]. Важным каналом информации о компактных разрядах оказались спутниковые наблюдения высокочастотной компоненты излучения КВР. Вследствие отражения высокочастотного излучения компактных разрядов от земной поверхности спутники регистрировали как прямой, так и отражённый сигналы, формирующие так называемые пары трансионосферных импульсов (transionospheric pulse pairs, TIPPs) [14]. Было установлено хорошее соответствие оценок высоты расположения КВР по данным наземных измерений и по времени задержки отражённого всплеска высокочастотного излучения, что подтвердило предположение о едином источнике высокочастотного и низкочастотного излучения при компактном разряде. Отметим также, что в ходе спутниковых наблюдений оптическое излучение КВР зарегистрировать не удалось [15].

Первая попытка описания источника наблюдаемых коротких биполярных импульсов электрического поля была предпринята в работе [2], автор которой для решения данной обратной задачи воспользовался моделью низкочастотного излучения обычных молниевых разрядов: предполагалось, что источник представляет собой импульс тока, распространяющийся вертикально вдоль проводящего канала заданной длины. Излучение такого источника описывалось в приближении передающей линии (transmission line model), позволяющем рассчитать электромагнитное поле как в дальней зоне, так и вблизи источника [16]. При этом происхождение импульса тока и механизм формирования поводящего канала без заметного высокочастотного излучения в работе [2] не обсуждаются. В последующие годы такой «инженерный» подход к моделированию низкочастотного излучения КВР получил широкое распространение и по мере накопления экспериментальных данных позволил определить ряд важных параметров источника. Прежде всего, были получены оценки длины проводящего канала разряда, которая оказалась меньше 1 км [4], после чего разряды данного типа, собственно говоря, и стали называть компактными. В дальнейшем было установлено, что параметры источника КВР (время нарастания, пиковое значение и скорость распространения импульса тока) близки к соответствующим характеристикам стадии возвратного удара типичного разряда облако—земля [17]. Учёт отражения импульса тока от концов проводящего канала в рамках данного подхода позволил интерпретировать наблюдаемые в ряде случаев осцилляции на втором полупериоде биполярного импульса поля в дальней зоне, а также оценить длину проводящего канала и темп затухания тока источника [18, 19].

Таким образом, в рамках указанного подхода удалось определить ряд важных параметров источников, поле которых соответствует низкочастотной компоненте излучения компактных раз-

¹ Полярностью КВР называют знак вертикальной проекции приземного электрического поля в дальней зоне на первом полупериоде узкого биполярного импульса. Здесь будем считать положительной вертикальную проекцию приземного поля, направленную вверх.

рядов. Однако вопрос о механизме формирования таких источников, а также о природе высокочастотного излучения КВР в настоящее время не имеет однозначного ответа (см. более подробно [1]). Предложенные к настоящему моменту физические модели КВР, как правило, описывают отдельные особенности излучения и структуры компактных разрядов, в основном связанные с формированием импульса низкочастотного излучения. Так, в работе [20] короткий биполярный импульс электрического поля в дальней зоне формируется в результате переходных процессов после мгновенного удлинения лидерного канала. При этом механизм формирования самого канала и синхронного с удлинением канала мощного всплеска высокочастотного излучения в модели не рассматривается. В работе [10] на основе комплексных исследований излучения коротких разрядов в грозовом облаке высказано предположение, что компактные внутриоблачные разряды представляют собой быстрый положительный стримерный пробой, развитие которого не предваряется какой-либо электрической активностью в грозовом облаке и происходит в области сильного электрического поля. Это предположение хорошо согласуется с данными высокочастотной интерферометрии КВР, однако за рамками такой модели остаются вопросы о происхождении и свойствах мощного всплеска высокочастотного излучения разряда и механизм формирования области сильного электрического поля. Ещё одна известная модель компактных разрядов основана на механизме пробоя на убегающих электронах [21, 22]. При таком пробое форма возникающего импульса тока и широкополосное электромагнитное излучение во многом определяются энергией космических лучей, являющихся источником затравочных электронов. К основным трудностям применения указанного механизма для описания КВР относятся, в частности, экстремально высокая энергия инициирующих пробой космических лучей, большая протяжённость лавины и слишком высокие значения внутриоблачного электрического поля, необходимые для соответствия формирующегося биполярного импульса поля наблюдениям [23]. Интерпретация высокочастотного излучения КВР в рамках указанного механизма также сталкивается с рядом трудностей, обусловленных особенностями диаграммы направленности и спектра излучения лавины убегающих электронов [24].

Сравнительно недавно в работе [1] была предложена модель компактного внутриоблачного разряда, основанная на фрактально-вероятностном описании его токовой системы и динамики проводящих каналов. Отличительной особенностью этой модели является наличие предварительной стадии, на которой в сильном неоднородном электрическом поле грозового облака сравнительно медленно формируются биполярные стримерные структуры, по мере развития накапливающие вблизи своих границ значительный электрический заряд. В качестве возможного механизма формирования среднемасштабной пространственно-неоднородной структуры электрического поля была рассмотрена потоковая неустойчивость [25], необходимым условием развития которой является наличие тяжёлых крупных частиц в потоке слабо проводящей облачной среды. Отметим, что наличие таких частиц даже в верхних слоях развитых грозовых облаков недавно получило экспериментальное подтверждение [26]. Пространственно-временная синхронизация стримерных структур обусловлена усилением электрического поля вблизи краёв структуры по мере её развития, что оказывает существенное влияние на вероятность пробоя в ближайших к оси структуры максимумах поля. Начало основной стадии КВР соответствует возникновению электрического контакта между стримерными структурами, при этом накопленный на их смежных концах заряд нейтрализуется за время, много меньшее длительности предварительной стадии КВР. Как было отмечено в работе [1], параметры и структура токов разряда на предварительной стадии позволяют предположить их слабое электромагнитное излучение, при этом ключевые параметры усреднённого импульса тока, формирующегося на основной стадии разряда, хорошо согласуются с известными оценками, полученными ранее в приближении передающей линии. Данная работа посвящена более детальному описанию низкочастотного и высокочастотного электромагнитного излучения КВР в рамках модели [1].

С. С. Давыденко, Д. И. Иудин

Согласно модели [1] КВР представляет собой динамическую иерархическую структуру проводящих каналов, эволюция, свойства и токи которой существенно различаются на предварительной и основной стадиях разряда. В основе описания обеих стадий разряда лежит анализ электрического заряда элементарной пространственной ячейки, в рассматриваемом случае имеющей размер $10 \times 10 \times 10$ м. Изменение заряда ячейки на каждом шаге модельного времени обусловлено возникновением или исчезновением проводящих каналов, связывающих ячейку с её ближайшими соседями. Понятие проводящего канала введено в модели для описания эффективной проводимости электрической связи между соседними ячейками, которая, например, на предварительной стадии КВР может представлять собой совокупность стримерных каналов или проводящую слаботочную структуру типа недавно открытых сталкеров [27]. Отметим, что важный вопрос о фрактальной размерности такой связи, тесно связанный с её электрическими характеристиками, требует отдельного анализа и остаётся за рамками настоящей работы. Вероятность возникновения проводящего канала зависит от напряжённости электрического поля между соседними ячейками и описывается распределением Вейбула, при этом электрическое поле представляет собой сумму заданного внешнего поля и полей всех элементарных ячеек области расчёта (подробнее см. [1]). После первоначального пробоя электрическое поле на концах возникшего элементарного проводящего канала усиливается вследствие переноса заряда между ячейками при выравнивании их потенциалов, что увеличивает вероятность последующих пробоев и обеспечивает дальнейший рост разряда. Важной особенностью проводящих каналов является зависимость времени их жизни от величины протекающего по ним тока: чем выше протекающий по каналу ток (и, соответственно, омический нагрев канала), тем больше время существования проводящей связи. В результате с течением времени в области сильного электрического поля формируется древовидная² биполярная иерархическая структура проводящих каналов, в центральной, наиболее стабильной части которой («стволе») ток максимален, а разветвлённая периферия разряда («крона» и «корни») образована быстро меняющимися мелкомасштабными токовыми сегментами.

Изложенная выше схема эволюции разряда справедлива как на предварительной, так и на основной стадиях КВР, однако скорость изменения структуры разрядов и возникающие при этом токи существенно отличаются, что обусловлено разными механизмами формирования проводящих каналов. Согласно модели [1] на предварительной стадии разряда эффективная проводимость канала обеспечивается разрядами стримерного типа, скорость распространения которых принята равной $5 \cdot 10^5 \text{ м/c}$ [28]. При этом отношение размера элементарной ячейки к скорости распространения разряда определяет шаг модельного времени на предварительной стадии, который в данном случае равен $\tau = 20$ мкс. Динамика обратного погонного сопротивления (проводимости) *G* такого стримерного канала в модели описывается уравнением

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \eta E^2 G - \beta G,\tag{1}$$

представляющим собой дифференциальный аналог формулы Ромпе-Вейцеля для проводимости

С. С. Давыденко, Д. И. Иудин

² Отметим, что структура разряда на предварительной стадии КВР, вообще говоря, может отличаться от древовидной и представлять собой совокупность сравнительно слаботочных мелкомасштабных стримерных разрядов, возникающих во всей области сильного электрического поля. При этом переход в лидерную стадию в стволе каждого разряда не происходит вследствие малости протекающего в канале тока. Схожее предположение о распределённой структуре разрядного тока, но на основной стадии КВР, высказано в работе [10].

624

длинной искры в газе³ [29, 30]. Первое и второе слагаемые в правой части (1) описывают влияние на проводимость канала его омического нагрева и остывания соответственно. При этом формула (1) используется при $G > G_0$, где $G_0 = 10^{-5} \,\mathrm{Cm} \cdot \mathrm{m}$ — начальное значение обратного погонного сопротивления, а при снижении проводимости до некоторого близкого к G_0 порогового значения канал исчезает.

Выбор значения G_0 можно качественно обосновать следующим образом. Предположим, что формирующийся канал в каждом поперечном сечении представляет собой совокупность N сонаправленных стримеров с радиусом $r_{\rm st}$ и длиной $L_{\rm st}$. Перенос заряда в каждом стримерном канале обеспечивается движением компактной головки стримера с характерной скоростью $v_{\rm st}$. Согласно [28] удельную проводимость головки можно оценить как $\sigma^{({\rm h})}$ [См/м] = $10^{14} n_{\rm e} [{\rm cm}^{-3}]/p$ [атм], где $n_{\rm e} \approx 10^{14} {\rm cm}^{-3}$ — концентрация электронов в головке стримера [31], p — давление воздуха. Полагая, что стример формируется на высоте около 12 км, получаем $\sigma^{({\rm h})} \approx 4 {\rm Cm/m}$. Электрический заряд, переносимый головкой одного стримера, равен $\delta q^{({\rm h})} = j^{({\rm h})}S_{\rm st} \Delta t = \sigma^{({\rm h})}ES_{\rm st} \Delta t$, где $S_{\rm st} = \pi r_{\rm st}^2$ — площадь поперечного сечения стримера, $\Delta t = 2r_{\rm st}/v_{\rm st}$ — время, за которое стримерная головка с характерной длиной $2r_{\rm st}$ проходит через некоторое поперечное сечение, E — внешнее электрическое поле. На длине модельной проводящей связи a могут одновременно формироваться $a/L_{\rm st}$ стримеров, поэтому на каждом шаге модельного времени $\tau = L/v_{\rm st}$ такой «составной» одиночный стримерный канал обеспечит перенос заряда порядка $\delta q^{({\rm h})} a/L_{\rm st}$. Соответственно, пучок из N каналов на каждом шаге модельного времени обеспечит перенос заряда

$$\delta Q^{(\mathrm{h})} = N \frac{a}{L_{\mathrm{st}}} \, \delta q^{(\mathrm{h})} = N \frac{a}{L_{\mathrm{st}}} \frac{2\pi r_{\mathrm{st}}^3}{v_{\mathrm{st}}} \, \sigma^{(\mathrm{h})} E.$$

Поскольку средний начальный ток в канале $I_0 = \delta Q^{(h)} / \tau$ связан с обратным погонным сопротивлением соотношением $I_0 = G_0 E$, получаем

$$G_0 = N \, \frac{2\pi r_{\rm st}^3}{L_{\rm st}} \, \sigma^{\rm (h)}.$$

Полагая, что $r_{\rm st} = 4 \cdot 10^{-4}$ см (ср. [32]), характерная длина стримера на высотах разряда $L_{\rm st} = 1$ м [28], $N = 10^4$ [33], получаем оценку начальной проводимости связи $G_0 \sim 10^{-5}$ См · м, соответствующую принятой в модели [1].

Параметр эффективности нагрева канала η предполагается равным $10^{-8} \text{ m}^2/(\text{B}^2 \cdot \text{c})$, а характерное время диссипации проводимости канала $\beta^{-1} = 0,1$ мс, что составляет пять шагов модельного времени. При выбранных значениях η и β эволюция проводимости каналов приводит к сравнительно медленному (с характерным временем порядка десятка миллисекунд) формированию биполярных стримерных структур на предварительной стадии KBP [1]. При этом, как уже отмечалось выше, возникающая токовая система имеет иерархический характер: периферия разряда образована мелкомасштабными слаботочными элементами с коротким временем жизни, а по мере движения к стволу разряда вследствие суммирования токов отдельных каналов в точках ветвления время жизни элементов и текущий по ним ток существенно увеличивается. Кроме того, по мере формирования разряда на предварительной стадии вблизи его концов накапливается значительный электрический заряд, который обеспечивает эквипотенциальность центрального, хорошо проводящего сегмента дерева разряда. Важно отметить, что максимальная проводимость каналов на предварительной стадии КВР в основном определяется параметром η и по порядку величины не превышает $3 \cdot 10^{-3}$ См · м, что при радиусе проводящего канала 1 см соответствует удельной проводимости 10 См/м.

³ Отметим, что электрические свойства протяжённого стримерного канала к настоящему моменту исследованы недостаточно, поэтому использование сравнительно простого уравнения (1) для описания динамики его проводимости представляется вполне оправданным.

Схожая структура токов возникает и на основной стадии КВР, начало которой соответствует моменту возникновения электрического контакта между биполярными стримерными структурами, сформировавшимися на предварительной стадии. Однако механизм формирования проводящих каналов на предварительной и основной стадиях КВР различен. На основной стадии пробой происходит в среде с предварительной ионизацией и существенно возмущённым распределением плотности электрического заряда в сильном электрическом поле, что позволяет в качестве механизма формирования проводящего канала рассматривать волну ионизации аналогично стадии возвратного удара разряда облако-земля. Как и для стадии возвратного удара, важнейшей особенностью волны ионизации на основной стадии КВР является факт резкого (на порядки величины) снижения погонного сопротивления канала разряда после прохождения фронта волны, что является следствием нагрева, ионизации и газодинамического расширения воздуха. Для теоретического описания этого сложного процесса, строго говоря, необходимо решать самосогласованную задачу о распространении электрической волны вдоль оси канала с учётом радиального разлёта газа и его ионизации в каждом сечении канала. Такая задача чрезвычайно сложна и в настоящее время не решена даже для главной стадии молниевого удара [34]. Открытым вопросом является и зависимость скорости волны от уровня предварительной ионизации канала распространения. Типичная скорость фронта волны (импульса тока) при возвратном ударе лежит в интервале $(1/3 \div 2/3)c$ [35], где c — скорость света, что хорошо соответствует оценкам скорости распространения импульса тока на основной стадии КВР, полученным в рамках модели передающей линии [4, 17]. В случае КВР уровень предварительной ионизации каналов гораздо ниже, чем при обратном ударе, но по мере распространения фронта волны к центру стримерных структур уровень ионизации каналов растёт, что может привести к росту скорости импульса тока. Данный вопрос требует отдельного исследования, здесь же мы полагаем, что скорость распространения волны ионизации составляет $5 \cdot 10^7$ м/с, что определяет шаг модельного времени на основной стадии 0,2 мкс. Волна ионизации распространяется вверх и вниз от точки контакта, при этом возникающий канал считается хорошим проводником, так что выравнивание электрического потенциала возникающей проводящей структуры происходит за несколько шагов модельного времени. Сильный ток в канале обусловлен быстрым сбором зарядов элементарных ячеек, через которые проходит канал, при этом полный заряд канала стремится к нулю. Перед верхним и нижним фронтами волны ионизации сохраняется потенциал верхней и нижней проводящих стримерных структур соответственно. Переходная область фронта волны ионизации, на которой происходит основное падение потенциала, имеет протяжённость порядка десяти метров, что соответствует выбранному размеру элементарной ячейки области расчёта. Важной особенностью канала разряда на основной стадии КВР является его активное ветвление в областях с высокой плотностью заряда, сформированных на предварительной стадии.

При анализе электромагнитного излучения на обеих стадиях КВР естественно предположить, что относительно низкочастотная составляющая излучения токовой системы определяется её крупномасштабным медленно меняющимся сегментом, образованным каналами с большим током. Излучение такого сегмента удобно рассчитать, рассматривая в качестве источника эффективный линейный ток, полученный путём сложения всех элементарных токов разряда в каждой горизонтальной плоскости. При этом за счёт большого числа элементов флуктуации такого суммарного тока эффективно усредняются. Напротив, высокочастотное излучение КВР должно быть связано с первоначальным электрическим пробоем промежутков между соседними ячейками, т.е. с возникновением новых проводящих каналов. При этом характеристики высокочастотного излучения определяются длиной и пространственной ориентацией разрядного промежутка, скоростью распространения и формой импульса тока при пробое. Исходя из этого следует, в частности, ожидать, что более высокочастотные компоненты излучения на предварительной и основной стадиях КВР

существенно различны.

Используя описанное выше представление токовых систем на предварительной и основной стадиях КВР в виде совокупности эффективных источников низкочастотного и высокочастотного излучения, рассмотрим особенности электромагнитного поля КВР более подробно.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА

На предварительной стадии КВР в двух соседних максимумах неоднородного электрического поля практически синхронно развиваются две биполярные стримерные структуры, расположенные вблизи одной вертикальной оси. Для оценки их электромагнитного поля воспользуемся результатами расчётов токов таких структур, приведёнными в работе [1].

Как уже отмечалось выше, низкочастотное излучение данной структуры обеспечивают долгоживущие крупномасштабные токи, пространственно-временное распределение которых удобно представить в виде линейного среднего тока, направленного вдоль оси разрядной структуры⁴. Проинтегрировав плотность тока разряда по поперечной координате (при дискретном представлении это соответствует сложению проекций элементарных токов разрядного древа на вертикальную ось z), получим средний линейный крупномасштабный ток $i_{\rm ps}^{(I)}(z,t)$ одной биполярной структуры на предварительной стадии разряда. За счёт сложения большого числа сравнительно слабых мелкомасштабных токов пространственно-временной профиль суммарного тока оказывается достаточно гладким (см. рис. 1a), а сам ток направлен вдоль вертикальной оси. Полагая, что разряд начинается в момент времени t = 0, полученный средний линейный ток можно достаточно точно аппроксимировать аналитическим выражением

$$i_{\rm ps}^{\rm (I)}(z,t) = I_{\rm ps}^{\rm (I)}(t) \exp\left[-\frac{|z-z_{\rm ps}^{\rm (I)}|^{\gamma}}{(v_{\rm ps}t)^{\gamma}} - \frac{|z-z_{\rm ps}^{\rm (I)}|^{\gamma}}{z_0^{\gamma}}\right],\tag{2}$$

где $z_{\rm ps}^{({\rm I})} = 12,5$ км и $2z_0 = 100$ м — высота центра первой (нижней) разрядной структуры и её максимальный вертикальный масштаб соответственно, $v_{\rm ps}$ — скорость расширения области разряда вдоль вертикальной оси, которая не может превышать скорость распространения стримера (см. [1]) и в нашем случае приблизительно равна ей: $v_{\rm ps} \leq 5 \cdot 10^5$ м/с, $\gamma = 6$ — параметр толщины переходного слоя на границе области среднего тока. Первое слагаемое в показателе экспоненты в выражении (2) описывает расширение области тока от центра разряда вверх и вниз со скоростью $v_{\rm ps}$ вплоть до границ разряда, определяемых профилем внешнего электрического поля. Временной фактор в выражении (2) имеет вид

$$I_{\rm ps}^{\rm (I)}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ I_{\rm ps\,0}^{\rm (I)} \exp[-(t - \tau_{\rm ips}^{\rm (I)})^2 / (\tau_{\rm ps}^{\rm (I)})^2], & t \ge 0, \end{cases}$$
(3)

где $\tau_{\rm ips}^{\rm (I)} = 9,7\cdot10^{-3}$ с и $\tau_{\rm ps}^{\rm (I)} = 4,6\cdot10^{-3}$ с — время максимума и характерная длительность среднего тока соответственно, а параметр $I_{\rm ps\,0}^{\rm (I)} = 21,2$ А определяет максимальный ток первой разрядной структуры. Аналогичную аппроксимацию можно получить для тока второй (верхней) структуры, для которой $z_{\rm ps}^{\rm (II)} = 12,35$ км, $\tau_{\rm ips}^{\rm (II)} = 10,8\cdot10^{-3}$ с, $\tau_{\rm ps}^{\rm (II)} = 4\cdot10^{-3}$ с, $I_{\rm ps\,0}^{\rm (II)} = 11,5$ А. Отметим, что вторая структура возникает позже первой более чем на 2 мс. Применение аппроксимации (2) и (3),

⁴ В силу значительной высоты расположения разряда влияние его горизонтальной структуры на распределение электромагнитного поля мало, что подтверждают результаты трёхмерного моделирования, поэтому переход к линейному току для описания полей разряда выглядит вполне оправданно.



Рис. 1. Сопоставление временны́х профилей среднего линейного тока на высотах центров нижнего (a) и верхнего (b) разрядов на предварительной стадии КВР (символы \circ) с аналитическими аппроксимациями вида (3)

с одной стороны, значительно упрощает расчёт электромагнитного поля разряда, а с другой позволяет оценить влияние параметров разряда на его поле. Используя данную аппроксимацию, легко подсчитать, что электрический заряд, перенесённый за время существования первой и второй структур на предварительной стадии разряда, составляет $Q_{\rm ps}^{(I)} = \int_0^\infty i_{\rm ps}^{(I)}(z_{\rm ps}^{(I)}, t) dt \approx 0,17$ Кл и $Q_{\rm ps}^{(II)} \approx 0,08$ Кл соответственно. Исходные временные профили среднего линейного тока на высотах центров обеих структур и их аппроксимации вида (3) сопоставлены на рис. 1. Соответствующее пространственно-временное распределение аппроксимирующего модельного тока (2) для обеих структур приведено на рис. 2*a*. Отметим, что время нарастания среднего тока для обеих структур значительно больше времени распространения области тока до границ разряда: $\{\tau_{\rm ps}^{(I)}, \tau_{\rm ps}^{(II)}\} \gg z_0/v_{\rm ps}$, поэтому влиянием эффектов распространения тока на его электромагнитное поле можно пренебречь, исключив первое слагаемое в показателе экспоненты в правой части соотношения (2).

Для расчёта электромагнитного поля токов $i_{ps}^{(I)}(z,t)$ и $i_{ps}^{(II)}(z,t)$ воспользуемся приближением передающей линии, согласно которому на поверхности хорошо проводящей земли на расстоянии r от оси вертикального линейного тока i(z,t) создаваемое им вертикальное электрическое поле описывается выражением [19, 36]

$$E_{z}(r,t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_{0}} \int_{z_{\text{bot}}}^{z_{\text{up}}} \left\{ \frac{2z^{2} - r^{2}}{R^{5}(r,z)} \int_{t_{b}(z)}^{t} i[z,\tau - R(r,z)/c] \,\mathrm{d}\tau + \frac{2z^{2} - r^{2}}{cR^{4}(r,z)} i[z,\tau - R(r,z)/c] - \frac{r^{2}}{c^{2}R^{3}(r,z)} \frac{\partial i[z,\tau - R(r,z)/c]}{\partial t} \right\} \,\mathrm{d}z, \quad (4)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, $z_{\rm bot}$ и $z_{\rm up}$ — высоты нижней и верхней границ области тока соответственно, $t_{\rm b}(z)$ — момент времени, в который до точки наблюдения на расстоянии r от оси разряда доходит излучение элемента тока, расположенного на высоте z, $R(r, z) = \sqrt{z^2 + r^2}$ —

расстояние от точки наблюдения до точки с координатой z на оси тока, c — скорость света. Первое, второе и третье слагаемые в правой части выражения (4) описывают электростатическую, индукционную и радиационную компоненты поля тока i(z,t) соответственно. Результаты расчёта указанных компонент поля для рассмотренных выше средних токов $i_{ps}^{(I)}(z,t)$ и $i_{ps}^{(II)}(z,t)$ на разных расстояниях r от оси разрядов приведены на рис. $26-\epsilon$. Видно, что вблизи разряда, при r = 1 и 10 км, наибольшей является электростатическая компонента поля, достигающая 0,45 В/м, тогда как индукционная и радиационная компоненты по порядку величины не превышают $3 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-6}$ В/м соответственно. На достаточно большом расстоянии r = 100 км от оси разряда все компоненты поля весьма малы и не могут быть зарегистрированы на практике.

Необходимо отметить, что всплеск электростатического поля на предварительной стадии КВР во многом определяется вертикальным масштабом биполярных разрядных структур. Элементарные оценки показывают, что заряд, перенесённый каждой структурой на предварительной стадии КВР, на стадии развитой структуры должен изменяться пропорционально квадрату её вертикального размера. При этом возмущение приземного электростатического поля, которое определяется дипольным электрическим моментом разрядной структуры, меняется пропорционально кубу её вертикального размера. Естественно, такие оценки лишь указывают на ожидаемую тенденцию роста перенесённого структурой заряда с увеличением её вертикального масштаба z_0 , установление связи этих параметров в реальных системах требует более детального анализа. Кроме того, полученные выше значения приземного электростатического поля на предварительной стадии КВР необходимо рассматривать как оценку сверху, поскольку при их нахождении не учитывались эффекты электрического экранирования основного заряда стримерной структуры. Экранирование основного заряда, особенно на поздних стадиях эволюции стримерной разрядной структуры, может существенно ослабить её приземное электростатическое поле, что можно рассматривать как дополнительный фактор, способствующий «невидимости» предварительной стадии КВР при регистрации электрической активности в грозовых облаках. Данный вопрос представляется достаточно важным и будет исследован в отдельной работе.

Рассмотрим теперь высокочастотное излучение на предварительной стадии КВР. Как уже отмечалось выше, источником высокочастотного излучения в данной модели является импульс тока, формирующий проводящий канал между соседними ячейками среды. При этом при расчёте электромагнитного поля нужно учитывать пространственную ориентацию и местоположение канала, а также временной профиль импульса тока и время его начала, поэтому использованный при расчёте низкочастотного излучения метод усреднения тока в данном случае неприменим. Отметим, что после возникновения канала ток в нём меняется сравнительно медленно и его высокочастотное излучение мало. Для оценки уровня высокочастотного излучения положим, что при формировании нового *i*-го проводящего канала между соседними ячейками ток вдоль него распространяется без изменения формы: $I_i(t,r) = I_{i0}[t - (\lambda_i \mathbf{r})/v]$, где $v = 5 \cdot 10^5$ м/с – скорость импульса тока, которую здесь полагаем равной скорости распространения стримера $v_{\rm st}$, λ_i — единичный вектор, направленный вдоль канала, \mathbf{r} — радиус-вектор точек канала. Форму импульса тока будем описывать линейной комбинацией двух экспонент:

$$I_{0i}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \quad t > L/v_{\rm st}; \\ \frac{Q_{0i}}{\tau_2^{({\rm I})} - \tau_1^{({\rm I})}} \exp[(-t/\tau_2^{({\rm I})}) - \exp(-t/\tau_1^{({\rm I})})], & 0 < t < L/v_{\rm st}, \end{cases}$$
(5)

где Q_{0i} — полный заряд, перенесённый вдоль *i*-го канала на рассматриваемом шаге модельного времени согласно модели [1], величины $\tau_1^{(I)}$ и $\tau_2^{(I)} + \tau_1^{(I)}$ примерно соответствуют характерным временам нарастания и спадания импульса пробойного тока, которые существенно меньше мо-

С. С. Давыденко, Д. И. Иудин



Рис. 2. Пространственно-временно́е распределение линейных токов вида (2), отражающее развитие на предварительной стадии КВР двух стримерных разрядных структур на высотах $z_{\rm ps}^{({\rm I})} = 12,15$ км и $z_{\rm ps}^{({\rm I})} = 12,35$ км (*a*), и соответствующие временны́е профили радиационной (*б*), индукционной (*в*) и электростатической (*г*) компонент приземного электрического поля на различных расстояниях *r* от оси разряда

дельного шага по времени: $\tau_1^{(I)} < \tau_2^{(I)} \ll L/v_{st}$. Для расчёта электромагнитного излучения элементарного тока (5) при пробое промежутка между соседними ячейками воспользуемся результатами работ [37, 38], согласно которым радиационная компонента электрического поля такого тока в дальней зоне на поверхности земли имеет вид

$$E_{zi}(\mathbf{r},t) = -\frac{\mu_0 v_{\rm st}}{2\pi R_{0i}} \frac{([\nabla R_{0i} \times [\mathbf{z}_0 \times \nabla R_{0i}]] \boldsymbol{\lambda}_i)}{1 - (v_{\rm st}/c) (\boldsymbol{\lambda}_i \nabla R_{0i})} [I_{0i}(t - t_{\rm ai}) - I_{0i}(t - t_{\rm bi})].$$
(6)



поля высокочастотного излучения биполярных стримерных структур на предварительной стадии КВР на расстоянии r = 100 км от оси разряда. Стрелкой показан момент появления второй структуры, правая граница реализации соответствует моменту начала основной стадии КВР

Здесь R_{0i} — расстояние до центра излучающего канала, ∇R_{0i} — единичный вектор вдоль линии, соединяющей начало координат и центр излучающего канала, \mathbf{z}_0 — орт вертикальной оси, $\tau_{ai} = (\lambda_i \mathbf{r}_{ai})/v_{st} + R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{ai})/c$, $\tau_{bi} = (\lambda_i \mathbf{r}_{bi})/v_{st} +$ $+ R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{bi})/c$, \mathbf{r}_{ai} и \mathbf{r}_{bi} — радиус-векторы начала и конца *i*-го проводящего канала, $R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — расстояние между точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , μ_0 — магнитная постоянная. Суммируя выражения (6) для всех возникающих разрядных промежутков на каждом шаге модельного времени, можно рассчитать приземное электрическое поле на произвольном расстоянии от разряда.

Временна́я реализация высокочастотного электрического поля на предварительной стадии рассматриваемого КВР на расстоянии 100 км от разряда показана на рис. З. Из него видно, что амплитуда высокочастотной компоненты излучения на предварительной стадии КВР существенно ниже порога регистрации в известных экспериментах.

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ОСНОВНОЙ СТАДИИ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА

Начало основной стадии КВР соответствует моменту электрического контакта биполярных стримерных структур, сформировавшихся на предварительной стадии, при этом разряд развивается в среде с существующими проводящими каналами и резко неоднородным распределением плотности пространственного заряда. Вблизи точки касания проводящих структур разной полярности электрическое поле резко усиливается, что, как уже отмечалось выше, может привести к формированию в канале волны ионизации, как это происходит на стадии возвратного удара при разряде облако-земля. Отметим, что указанная аналогия имеет простую физическую интерпретацию. В случае возвратного удара волна ионизации распространяется от точки зарождения вверх к заряженному облаку по существующему лидерному каналу, при этом влияние хорошо проводящей земли на электрическое поле учитывается введением виртуальных зарядов противоположного знака, расположенных под поверхностью земли зеркально симметрично реальным зарядам в атмосфере. Легко заметить, что картина распространения волны ионизации на основной стадии КВР выглядит аналогично с точностью до пространственного масштаба явления и замены виртуальных зарядов на реальные, соответствующие сопряжённой биполярной стримерной структуре. При этом вследствие высокой скорости импульса тока и скоротечности основной стадии КВР все заряды, не вовлечённые в токовую систему, в течение основной стадии можно рассматривать как стационарные. За волной ионизации, которая распространяется вверх и вниз от точки контакта, течёт сильный ток, нейтрализующий накопленные в среде заряды. Длина канала с сильным током растёт с удвоенной скоростью волны ионизации, при этом заряд и потенциал канала стремятся к нулю.

Для анализа электромагнитного излучения основной стадии КВР применим подход, аналогич-

С. С. Давыденко, Д. И. Иудин



Рис. 4. Сопоставление временно́го профиля тока в центральном канале разряда (символы \circ) с аналитической аппроксимацией (8) (*a*) и пространственно-временно́е распределение среднего линейного тока (7) (δ) на основной стадии КВР

ный использованному в предыдущем разделе для описания излучения предварительной стадии. Полагая, что основная стадия разряда начинается в момент времени t = 0, пространственновременно́е распределение средней линейной компоненты тока основной стадии разряда можно аппроксимировать выражением

$$i_{\rm ms}(z,t) = I_{\rm ms}(t) \exp\left[-\frac{|z - z_{\rm ms}|^{\gamma}}{(v_{\rm ms}t)^{\gamma}} - \frac{|z - z_{\rm ms}|^{\gamma}}{z_0^{\gamma}}\right],\tag{7}$$

где $z_{\rm ms} = 12,25$ км — высота центра разряда, $v_{\rm ms}$ — скорость расширения области разряда вдоль вертикальной оси, равная $5 \cdot 10^7$ м/с (см. раздел 1). Временной фактор в выражении (7) имеет вид

$$I_{\rm ms}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ I_{\rm ms\,0} \exp[-(t/\tau_{\rm ms})^{1,1}] \{1 - \exp[-(t-\tau_{\rm ims})^{4,2}]\}, & t \ge 0, \end{cases}$$
(8)

где $\tau_{\rm ims}^{(I)} = 1, 1 \cdot 10^{-6}$ с — время нарастания среднего тока, $\tau_{\rm ms} = 1, 4 \cdot 10^{-6}$ с, $I_{\rm ms\,0} = 130$ кА. Как и при анализе излучения предварительной стадии КВР, использование аппроксимаций (7) и (8) значительно упрощает расчёт электромагнитного поля разряда. Используя данную аппроксимацию, легко подсчитать, что электрический заряд, нейтрализованный на основной стадии КВР, составляет $Q_{\rm ms} = \int_0^\infty i_{\rm ms}(z_{\rm ms}, t) dt \approx 0,08$ Кл и соответствует заряду меньшей (верхней) структуры на предварительной стадии разряда. Рассчитанный временной профиль среднего линейного тока на высоте центра разряда и его аппроксимация (8) показаны на рис. 4a, пространственно-временное распределение модельного тока (7), (8) приведено на рис. 4b. Отметим, что для рассматриваемой сравнительно небольшой структуры время нарастания среднего тока больше времени распространения импульса тока до границ разряда: $\tau_{\rm ims} > z_0/v_{\rm st}$. Однако для более протяжённых разрядов эффекты распространения могут быть существенными (см. раздел 4).

Электростатическую, индукционную и радиационную компоненты поля вертикального линейного тока $i_{\rm ms}(z,t)$, как и в предыдущем разделе, можно рассчитать в приближении передающей линии по формуле (4). Результаты расчёта указанных компонент поля на разных расстояниях от



Рис. 5. Временны́е профили электростатической (a), индукционной (б) и радиационной (e) компонент приземного электрического поля, а также суммарное электрическое поле (c) на различных расстояниях r от оси основной стадии рассматриваемого компактного разряда с центром на высоте $z_{\rm ms} = 12,25$ км

оси разряда приведены на рис. 5*a*-*e*, на рис. 5*г* показано суммарное поле на расстояниях 1 и 10 км от оси разряда.

Из рис. 5 видно, что, в отличие от предварительной стадии KBP, на небольших расстояниях от оси разряда (при r = 1 и 10 км) все компоненты электрического поля дают заметный вклад в полное поле. Практически под разрядом, при r = 1 км, доминирует индукционная компонента, превышающая 3 В/м, тогда как статическая и радиационная компоненты по порядку величины составляют около 0,15 и 0,7 В/м соответственно. Но уже на расстоянии r = 10 км наибольшей становится радиационная компонента, амплитуда которой достигает почти 35 В/м, тогда как индукционная компонента спадает до 0,8 В/м, а статическая компонента по порядку величины не превышает 30 мВ/м. То же соотношение между компонентами сохраняется и при бо́льших расстояниях от разряда. При r = 100 км радиационная компонента поля составляет прибли-

зительно 14 В/м, что хорошо соответствует пиковым значениям импульса поля типичного КВР (см., например, [4]). При этом длительность биполярного импульса поля меньше типичных значений 10÷30 мкс, что обусловлено предельно малым вертикальным масштабом рассматриваемого разряда. Можно ожидать, что с увеличением характерной длины разряда z_0 , связанной с масштабом неоднородности внешнего электрического поля, длительность импульса поля в дальней зоне также будет расти.

В качестве источника высокочастотного излучения на основной стадии КВР, как и на предварительной стадии, рассматривается совокупность пробойных токов разрядного древа, обеспечивающих его приращение на каждом шаге модельного времени. Пробойный ток, формирующий элементарный проводящий канал между соседними ячейками среды, характеризуется координатами и временем начала, пространственной ориентацией λ_i и временным профилем $I_i(t)$. Как и для предварительной стадии, считаем, что при распространении вдоль канала профиль пробойного тока не меняет форму. Отличием пробойных токов на основной стадии КВР является, во-первых, другая скорость распространения импульса тока $v_{\rm ms} = 5 \cdot 10^7$ м/с, равная скорости волны ионизации. Во-вторых, форма импульса тока близка к функции единичного скачка, что качественно описывает распространение фронта ионизации:

$$I_{0i}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \quad t > L/v_{\rm ms}; \\ \frac{Q_{0i}}{L/v_{\rm ms} - \tau_1} \left[1 - \exp(-t/\tau_1)\right], & 0 < t < L/v_{\rm ms}, \end{cases}$$
(9)

где Q_{0i} — полный заряд, перенесённый между ячейками на рассматриваемом шаге модельного времени согласно модели [1], τ_1 — характерное время нарастания импульса пробойного тока, существенно меньшее модельного шага по времени на основной стадии: $\tau_1 \ll L/v_{\rm ms}$.

Подставляя параметры отдельных пробойных токов (9) в выражение (6) с учётом их местоположения, ориентации и времени старта и складывая их поля на каждом шаге модельного времени, можно получить суммарное высокочастотное поле на основной стадии КВР. Временная реализация высокочастотной компоненты приземного электрического поля на расстоянии r = 100 км от рассматриваемого модельного разряда и её спектр показаны на рис. 6. Видно, что уровень



Рис. 6. Временна́я реализация высокочастотной компоненты электрического поля $E_{\rm VHF}$ на основной стадии KBP в сравнении с синхронным коротким импульсом низкочастотного электрического поля $E_{\rm VLF}$ (*a*) и спектр высокочастотной компоненты поля (*б*) на расстоянии r = 100 км от оси разряда

высокочастотного излучения на основной стадии KBP на несколько порядков величины выше, чем на предварительной стадии (см. рис. 3 и 6*a*). Кроме того, рис. 6*a* иллюстрирует высокую синхронизацию всплеска высокочастотного излучения и короткого биполярного импульса (низкочастотного) электрического поля. Спектр высокочастотного излучения, как следует из рис. 6*б*, лежит между двумя степенными зависимостями вида 1/f и $1/f^2$, при этом верхняя из указанных границ соответствует спектру процесса с критической динамикой, а нижняя связана с существованием в разряде нескольких независимых реализаций таких процессов, интенсивность которых распределена по нормальному закону.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлено описание широкополосного электромагнитного излучения компактного внутриоблачного разряда в рамках фрактальной модели [1]. Согласно этой модели компактный разряд включает длительную предварительную стадию, сопровождающуюся накоплением заряда двумя биполярными стримерными структурами, и короткую основную стадию, начинающуюся при электрическом контакте стримерных структур. Для описания электромагнитного излучения КВР токовая система на каждой стадии разряда была представлена в виде комбинации сравнительно крупномасштабного среднего вертикального линейного тока и совокупности мелкомасштабных токов, соответствующих формированию новых элементарных проводящих каналов. Показано, что согласно модели на предварительной стадии разряда может быть зарегистрирована только сравнительно медленно нарастающая электростатическая компонента поля, для рассмотренного небольшого разряда не превышающая несколько десятых вольт на метр. На основной стадии разряда в его близкой окрестности могут быть зарегистрированы как электростатическая, так и индукционная компоненты поля, тогда как в дальней зоне доминирует радиационная компонента, представляющая собой короткий биполярный импульс электрического поля и синхронный с ним мощный всплеск высокочастотного излучения. Показано, что параметры импульса электрического поля в дальней зоне хорошо соответствуют наблюдениям.

Предложенная модель разряда обладает рядом особенностей, отличающих её от часто используемого в применении к КВР представления среднего тока разряда в виде распространяющегося вдоль проводящего канала импульса неизменной формы. В данной модели на основной стадии разряда ток распространяется вдоль проводящих каналов одновременно вверх и вниз от точки электрического контакта стримерных структур и не может быть представлен в виде одиночного распространяющегося импульса. Это обстоятельство, в частности, оказывает существенное влияние на форму короткого биполярного импульса приземного поля, формирующегося в дальней зоне на основной стадии КВР. Указанный эффект иллюстрирует рис. 7, на котором показаны результаты расчёта временного профиля импульса электрического поля для расширяющегося источника (сплошные кривые) и источника в виде распространяющегося импульса тока соответствующей формы (штриховые кривые) при различных значениях скорости фронта импульса тока $v_{\rm ms}$ и длине разряда $2z_0$. Предполагается, что в обоих случаях нижняя граница разряда расположена на высоте 12 км, время нарастания и характерная длительность импульса тока равны 3 и 12 мкс соответственно, а максимальный ток разряда составляет приблизительно 23,5 кА (см. [17, 19]). Хорошо видно, что для достаточно коротких разрядов и высоких скоростей фронта импульса тока отличие формирующихся биполярных импульсов поля невелико. Но по мере удлинения разряда и уменьшения скорости фронта тока биполярный импульс поля, формирующийся бегущим импульсом тока, всё более и более расплывается, тогда как для расширяющегося источника импульс поля остаётся коротким. Таким образом, предложенная модель обеспечивает бо́льшую устойчивость формы биполярного импульса поля по сравнению с моделью источника в виде бегущего импульса тока, т.е. наблюдаемый короткий импульс поля может формироваться

 $E_{\gamma}, \mathbf{B}/\mathbf{M}$

 $^{-0,5}$

-1,0

0.0

0.00035

 $2z_0 = 100 \,\mathrm{m}$

0.00035

0.00036

a)

t, мкс

0.00037

-0.5

-1.

0.00036

 E_z , B/м

0.00034





Рис. 7. Короткий биполярный импульс приземного электрического поля, формирующийся на основной стадии КВР, на расстоянии r = 100 км от оси разряда в зависимости от скорости фронта импульса тока $v_{\rm ms}$ и длины разряда $2z_0$. Панель (a) соответствует $v_{\rm ms} = 0.1c$, (b) $v_{\rm ms} = 0.3c$, (c) $v_{\rm ms} = 0.7c$, длина разряда меняется в интервале от 100 до 700 м и указана на рисунках. Сплошные кривые соответствуют расширяющемуся вдоль канала источнику, штриховые — источнику в виде бегущего импульса тока неизменной формы

в более широком диапазоне параметров разряда.

В заключение отметим, что предложенная модель КВР естественным образом может быть применена для интерпретации наблюдаемых коротких биполярных импульсов сложной формы [6], для расчёта характеристик пар трансионосферных импульсов [14], для анализа связи КВР и обычных молниевых разрядов в грозовом облаке и для ряда других задач грозового электричества [5].

Авторы благодарят В. А. Ракова за плодотворные обсуждения полученных результатов и важные замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16–05–01013 и 15–01–06612) и Министерства образования и науки РФ (госконтракт 14.В25.31.0023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Иудин Д. И., Давыденко С.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 7. С. 530.
- 2. Le Vine D. M. // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, No. C7. P. 4091.
- 3. Willett J. C., Bailey J. C., Krider E. P. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94, No. D13. P. 16255.
- 4. Smith D. A., Shao X. M., Holden D. N., et al. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104, No. D4. P. 4189.
- 5. Nag A., Rakov V. A., Tsalikis D., Cramer J. A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115, Art.no. D14115.
- Karunarathne S., Marshall T. C., Stolzenburg M., Karunarathna N. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 7128.
- 7. Rison W., Thomas R. J., Krehbiel P. R., et al. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26, No. 23. P. 3 573.
- 8. Smith D. A., Heavner M. J., Jacobson A. R., et al. // Radio Sci. 2004. V. 39, No. 1. Art. no. RS1010.
- 9. Eack K. B. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31, No. 20. Art. no. L20102.
- 10. Rison W., Krehbiel P. R., Stock M. G., et al. // Nature Communications. 2016. V. 7. Art. no. 10721.
- Wiens K. C., Hamlin T., Harlin J., Suszcynsky D. M. // J. Geophys. Res. 2008. V.113. Art. no. D05201.
- 12. Jacobson A. R., Heavner M. J. // Mon. Weather Rev. 2005. V. 133, No. 5. P. 1144.
- 13. Liu H., Dong W., Wu T., et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art. no. D01203.
- 14. Holden D. N., Munson C. P., Devenport J. C. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22, No. 8. P. 889.
- 15. Jacobson A. R., Light T. E. L., Hamlin T., Nemzek R. // Ann. Geophys. 2013. V. 31. P. 563.
- 16. Uman M. A., McLain D. K., Krider E. P. // Am. J. Phys. 1975. V. 43. P. 33.
- 17. Nag A., Rakov V. A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. no. D20103.
- 18. Hamlin T., Light T. E., Shao X.-M., et al. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. Art. no. D14108.
- 19. Nag A., Rakov V. A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. no. D20102.
- 20. da Silva C. L., Pasko V. P. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120, No. 10. P. 4989.
- 21. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
- 22. Gurevich A. V., Zybin K. P., Roussel-Dupre R. A. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254. P. 79.
- 23. Arabshahi S., Dwyer J. R., Nag A., et al. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2014. V. 119. P. 479.
- Tierney H. E., Roussel-Dupre R. A., Symbalisty E. M. D., Beasley W. H. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. no. D12109.
- 25. Трахтенгерц В. Ю. // Доклады АН СССР. 1989. Т. 308, № 3. С. 584.
- 26. Lazarus S. M., Splitt M. E., Brownlee J., et al. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 8469.
- 27. Kostinskiy A. Y., Syssoev V. S., Bogatov N. A., et al. // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 8165.
- 28. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2009. 736 с.
- 29. Rompe R., Weizel W. // Zeitschrift für Physik. 1944. V. 122. P. 636.
- Дульзон А. А., Лопатин В. В., Носков М. Д., Плешков О. И. // Журн. техн. физ. 1999. Т. 69, вып. 4. С. 48.
- 31. Sadighi S., Liu N. Y., Dwyer J. R., Rassoul H. K. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 3 660.
- 32. Luque A., Ratushnaya V., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41, No. 23. Art. no. 234005.
- 33. Базелян Э.М., Райзер Ю.П.Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
- 34. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
- 35. Rakov V. A. // J. Lightning Res. 2007. V. 1. P. 80.
- 36. Thottappillil R., Rakov V., Uman M. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102, No. D6. P. 6 987.

С. С. Давыденко, Д. И. Иудин

37. LeVine D. M., Meneghini R. // Radio Sci. 1978. V. 13, No. 5. P. 801.
38. LeVine D. M., Willett J. C. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. D2. P. 2601.

Поступила в редакцию 25 января 2016 г.; принята в печать 27 июля 2016 г.

FRACTAL MODEL OF A COMPACT INTRACLOUD DISCHARGE. II. UNIQUE FEATURES OF ELECTROMAGNETIC EMISSION

S. S. Davydenko and D. I. Iudin

We examine the features of the electromagnetic emission of a compact intracloud discharge (CID) within the framework of the fractal approach [1] described in the first part of the article. Compact intracloud discharge is considered as the result of electric interaction of two bipolar streamer-type structures previously developed in the regions of a strong electric field inside the thundercloud. To estimate the electromagnetic emission of the discharge, the complex tree-like structure of the electric currents at the preliminary and main stages of CID was represented as the sum of a relatively slowly varying large-scale linear mean component and fast small-scale constituents corresponding to the initial formation of elementary conductive channels of the discharge tree. Mean linear current of the discharge is considered as an effective source of the VLF/LF emission at both the preliminary and main stages of CID. Electrostatic, induction, and radiation electric-field components at different distances from the mean current are calculated taking into account specific features of both stages of the discharge within the framework of the transmission line model. It is shown that at the preliminary stage actually only the electrostatic component can be detected, whereas at the main stage all the above components of the electric field can be readily observed. Dependence of the radiation electric field at the main stage on the length of the discharge channel and propagation velocity of the current front is analyzed. It is found that due to the bi-directional expansion of the current at the main stage of CID the radiation field pulse remains narrow in a wide range of discharge parameters. The small-scale currents corresponding to the initial breakdown between the neighboring cells of the discharge domain are considered as the sources of HF/VHF radiation. It is shown that HF/VHF emission at the preliminary stage is negligible as compared to emission at the main stage. It is also established that at the main stage, first, the HF/VHF emission burst correlates well with the initial peak of the VLF/LF electric field pulse and, second, its spectrum corresponds to the power law with an exponent between -2 and -1.